TITLE:
2時間グリーン関数による磁気緩和の理論(「二次の相転移」第二回研究会)

AUTHOR(S):
富田, 和久

CITATION:
富田, 和久. 2時間グリーン関数による磁気緩和の理論(「二次の相転移」第二回研究会). 物性研究 1963, 1(3): 227-230

ISSUE DATE:
1963-12-10

URL:
http://hdl.handle.net/2433/85528

RIGHT:

京都大学学術情報リポジトリ
KURENAI 紅
Kyoto University Research Information Repository

2時間グリーン関数による磁気緩和の理論

富田和久　（京大理）

磁気緩和の分子論が緩和関数法の上にたてられたのは10年前の話であるが，問題の緩和関数を数えるのに摂動法に頼つたため扱い兼ねる問題が最近まで残つていた。相転移点の近傍における磁気緩和はその典型的な例である。この様な転移点近傍の異常緩和現象について最近急速度で理論が進歩したが，第1はLandau 流の現象論であり，第2は緩和関数法と静的分子場近似を組合わせた半現象論と称してよい様に思われる。これらの理論は現象に物理的見通しを与えた功績が大きいが，同じ問題を2時間グリーン関数から見ることによつて，理論を首尾一貫した枠に乗せたいというのが我々の意図である。勿論グリーン関数理論にも近似と仮定はつきまとうが，仮定の数を最小限にし，近似を静的動的に首尾一貫させて論ずるには，何等かの意味でこの種の多体問題的取扱いが必要であろう。グリーン関数を用いて静的性質を計算した例は多いが，時間に依存する現象を論じた例は少ないので，ここに一つの試みを提出する。

厳密なグリーン関数は力学的運動方程式を満たすものに他ならないが，時間微分の結果現われる cluster を,出来るだけ統計的に独立なものに置きかえるため，所謂decoupling を行う。これは名目的な cluster をいくつかの irreducible complex に分解すると同時に，これらの complex の運動を支配する平均の場を定義することにあたつている。しかし，平均場の定義は必ずしも一義的でなく，例えば$T > T_c$ では Tyablikov 型，$T < T_c$ ではCallen 型が夫々すぐれている様に思われる。近似の程度は平均場の定義の問題を別とすれば，何体までの complex の運動を力学的に扱うかによつて分類することができる。

例として，uniaxial anisotropy をもつ局在スピン系を考え，横成分の応答関数 $G\left[\begin{smallmatrix}+\\k\end{smallmatrix}\middle|\begin{smallmatrix}-\\-k\end{smallmatrix}\right] \equiv \theta(t)\ Tr\{\rho[\overset{+}{S}_k(t)\ \overset{-}{S}_{-k}(0)]\}$ を取扱うことにすると，irreducible complex に相当する cumulant 型グリーン

関数のフーリエ変換は　$G\left(\begin{smallmatrix}+\\k\end{smallmatrix}\middle|\begin{smallmatrix}-\\-k\end{smallmatrix}\right)=in(k,\omega)/\mathcal{D}(k,\omega)$ の形に解かれ，スペクトルを定める分母

$$\mathcal{D}_\perp(k,\omega)=\omega-\triangle_0(k)-\sum_q \frac{a_\perp^2(k,q)+\sum_{q'}\dfrac{c_\perp^3(kqq')+\cdots}{\omega-\triangle(q')-\cdots}}{\omega-\triangle_0(q)-\sum_{q'}\dfrac{b_\perp^2(kqq')-\cdots}{\omega-\triangle_0(q')-\cdots}} \to \omega-\triangle^*(k,\omega) -i\Gamma(k,\omega)$$

の形から，系の記憶が多くの自由度に散逸していく効果（すなわち矢印の右の様な形）が期待される。ここに虚部分 $\Gamma(k,\omega)$ の導入に関しては二つの場合が区別される。

Ⅰ）　$T \ll T_c$.　この場合は明確な分散があり，各 q に対するスペクトルは鋭いから，例えば a^2 の段階で分母の ω に相当して $\triangle_0(k)$ をおきかえ，$i\pi\sum_q a^2(k,q)\,\delta(\triangle_0(k)-\triangle_0(q))$　なる形で減衰を計算する。この場合については後出田中氏を参照されたい。

Ⅱ）　$T > T_c$.　この場合はスペクトルに分散がない代り，各 q に対して可成りのぼけが存在するので，b^2 項までとり，$\triangle_0(q')$ を $\triangle_0(q)$ でおきかえた上，$\Omega-\dfrac{b^2}{\Omega}$ の形をGaussian damping 仮定に相当して

$$\Omega-\frac{b^2|}{|\Omega}-\frac{2b^2|}{|\Omega}-\frac{3b^2|}{|\Omega}-\cdots\cdots$$ のごとく延長すれば，上記の虚部分は

$$\Gamma_\perp(k,\omega)=\sqrt{\frac{\pi}{2}}\frac{1}{N}\sum_q\frac{a^2(k,q)}{b_\perp(k,q)}\exp\{-[\omega-\triangle_0(k)]^2/2b_\perp^2(k,q)\} \qquad (1)$$

で与えられることになる。

上式に含まれる a^2 及び b^2 は同時刻におけるスピンの空間的な cumulant correlation $\gamma_{11}(q)\equiv\langle\mathring{S}(q)\,\mathring{S}(-q)\rangle_c$ 及び $\gamma_\perp(q)=\langle\{\overset{+}{S}(q)\bar{S}(-q)\}\rangle_c$ を用いて

$$\begin{cases} a_\perp{}^2(k,q) = D(q,k-q)\{D(k,q-k)\gamma_{11}(k-q)+C(q,k)\ \gamma_\perp(q)\} \\ a_{11}{}^2(k,q) = C(q,k-q)\{D(q,k)\ \gamma_\perp(q)-D(q-k,k)\ \gamma_\perp(k-q)\} \\ b_\perp{}^2(kqq') = a_\perp{}^2(q,q') + a_{11}^2(k-q,q') \\ b_{11}^2(kqq') = a_\perp{}^2(q,q') + a_\perp{}^2(k-q,q') \end{cases}$$

と書かれ， $\triangle_0(k) \equiv \omega_0 + \sigma D(k,0)$, $D(k,0) \cong 2K+J(k,0)$, $2C(k,0)=J(k,0)$ 等は anisotropy K 及び交換相互作用 J を含んでいる。また $||$ なる suffix は，縦成分の場合の対応した量を意味している。

$\gamma(q)$ 自体は温度と平衡磁化 σ によつて表わされるが，これを低い近似から求めて，スピンの和法則を利用んれば，σ の温度変化を定める事が出来，これで話が完結する。あとは直接（1）式を評価すればよい。

簡単に傾向をみる方法として，（1）式を近似的に分解し，
$a^2(k)=\frac{1}{N}\sum_q a^2(k,q)$ を見る事にすれば，$k_0=\omega_0/|J(0)|\sigma$
$Q=2K/|J(0)|$ 及び $\lambda(q)\equiv\frac{J(q)}{J(0)}$ を用いて

a） $T>T_c$.（上号は強磁性，下号は反強磁性）

$$\begin{cases} a_\perp{}^2(0)=(2K)^2\ \frac{k_BT}{|J(0)|}\left(\frac{Q+K_0+1\mp1}{Q}\right)\frac{1}{N}\sum_q\left\{\frac{1}{K_0+1-\lambda(q)}-\frac{1}{Q+K_0+1-\lambda(q)}\right\} \\ a_{11}{}^2(k)\cong|J(0)|^2\ \frac{k_BT}{|J(0)|}(K_0+1\mp1)\frac{1}{N}\sum_q\frac{\{k\cdot\nabla_q\lambda(q)\}^2}{\{Q+K_0+1-\lambda(q)\}^2} \end{cases}$$

b） $T<T_c$（強磁性のみ）

$$\begin{cases} a_\perp{}^2(0)=\left(\frac{T}{T_c}\right)a_\perp{}^2(0)_{T=T_c}+K|J(0)|\left(\frac{T-T_c}{T_c}\right)\left\{\frac{1}{N}\sum_q\frac{F(q)}{1-\lambda(q)}-\frac{1}{2}\right\} \\ a_{11}^2(0)=\left(\frac{T}{T_c}\right)a_{11}^2(0)_{T=T_c}+|J(0)|^2\ \frac{k^2a^2}{z^2}\left(\frac{T_c-T}{T_c}\right) \end{cases}$$

なる結果がえられる。この結果は強磁性，反強磁性の双方について，また横成分（共鳴の巾），縦成分（スピン拡散）のいずれについても，実験的に観測された傾向と大体一致した振舞を示す。

（1）の詳しい評価は目下実行中である。

強磁性緩和の理論

田　中　基　之　（京大理）

強磁性共鳴の intrinsic な幅を取扱う場合スピン演算子の横成分の減衰として問題を捉えることが最も primitive であることは云うまでもない。それにはMori–Kawasaki による緩和函数の方法，Bogolyubov–Tyablikov による二時間Green 函数の方法などが有力な方法の一つであろうと考えられる。後者による取扱いでは hierarchy を閉じさせるために higher complex を decouple する近似をとるが decoupling の仕方によっては満足な結果が導かれない場合がある。今のところ考えられ得る decoupling の方法としては

(I) Tyablibov 流の割り方を higher complex の場合に拡張する方法（富田先生の報告の項参照）

(II) Callen により試みられたように低温に於ける spin 波的な decoupling（この表現は正確ではないが）と Tyablikov の decoupling とを内挿して例えば $\langle\langle S^0S^+;S^-\rangle\rangle$ を

$$\langle\langle S^0S^+;S^-\rangle\rangle = \langle S^0\rangle \langle\langle S^+;S^-\rangle\rangle - \alpha \langle S^-S^+\rangle \langle\langle S^+;S^-\rangle\rangle + \langle\langle S^0S^+;S^-\rangle\rangle_c$$

のように decouple する方法（α は spin 波領域で $\simeq 1$，高温で $\simeq 0$；$\langle\langle S^0S^+;S^-\rangle\rangle_c$ は decoupling によるお釣りの部分）

が挙げられる。簡単なハミルトニアン $H=H_z + H_{ex} + H_{dip}$(secular)を

十
外